

Neutrinos

a window on new physics

J.W. van Holten^a

Nikhef, Amsterdam NL
and Lorentz Institute
Leiden University, Leiden NL

Abstract

This paper reviews some aspects of the physics of neutrinos, in particular neutrino masses and the issue of Dirac versus Majorana neutrinos. The see-saw mechanism is described and it is argued that the Majorana nature of neutrinos can be tested by measuring the invisible decays of the Higgs particle, as its decay into neutrinos is determined by their Yukawa couplings, i.e. the Dirac masses, rather than the physical Majorana masses. The measurement would allow us to probe the scale M of the large Majorana masses for right-handed singlet neutrinos. The optimal machine for performing such a measurement would be a future electron-positron collider.

This paper is prepared for the Netherlands Journal of Physics (Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde) and is written in Dutch.

^a e-mail: v.holten@nikhef.nl

In de afgelopen vijf jaar is met de protonenbundels van de LHC zeer succesvol onderzoek uitgevoerd. Het Higgs-deeltje werd gedetecteerd, de massa en spin van het deeltje zijn gemeten en een groot aantal verschillende vervalwijzen van het deeltje zijn in kaart gebracht. Meting van de koppeling aan neutrino's zou ons belangrijke informatie over nu nog onbekende fysica kunnen verschaffen.

Het verval van Higgs-deeltjes in fotonen, weergegeven in fig. 1, is een van de manieren om deze deeltjes te identificeren en hun massa te bepalen. Het bestaan van Higgs-deeltjes verschaft antwoord op belangrijke vragen uit de subatomaire fysica. In de eerste plaats is het mechanisme gevonden achter de breking van de symmetrie van de elektro-zwakke wisselwerkingen van quarks en leptonen. Die symmetrie zou ervoor moeten zorgen dat de W - en Z -deeltjes die bij deze wisselwerkingen worden uitgewisseld net zo massaloos zijn als het foton. Maar het alomtegenwoordige Brout-Englert-Higgs-veld (BEH) geeft deze deeltjes een rustenergie, dus massa. Het Higgs-deeltje is een manifestatie van het bestaan van dit veld.

Het BEH-veld draagt ook bij aan de massa van fermionen, zoals quarks en geladen leptonen: het elektron, het muon en het τ -deeltje. De laatste drie krijgen zelfs al hun massa via dit mechanisme, en voor de zware quarks (zoals de b - en t -quarks) is dat in belangrijke mate het geval. De sterkte van de interactie met het BEH-veld is ongelijk voor verschillende deeltjes en wordt beschreven door een karakteristieke parameter, de Yukawa-koppeling. Bijgevolg zijn de massa's van geladen leptonen of zware quarks ook verschillend: ze zijn evenredig met hun Yukawa-koppeling. Maar de Yukawa-koppelingen bepalen ook hoe makkelijk het Higgs-deeltje vervalst in een deeltje en antideeltje van de betreffende soort. Een Higgs-deeltje zal daardoor vaak in massieve b - en \bar{b} -quarks vervallen, maar slechts zelden in een licht e^+e^- -paar. Dit is precies wat de experimenten bij de LHC sinds de ontdekking van het Higgs-deeltje hebben laten zien.

Na het Standaardmodel

Het Standaardmodel van de subatomaire fysica, dat de kleurkrachten tussen quarks en de elektromagnetische en zwakke wisselwerkingen van quarks en leptonen beschrijft, is daarmee grotendeels compleet. De vraag dringt zich dan op of er op nog kleinere afstanden nieuwe verschijnselen optreden. Dat is aannemelijk omdat de zwaartekracht, die in het Standaardmodel geen rol speelt, in de kosmologie en de astrofysica een centrale plaats inneemt. Volgens de meest voor de hand liggende scenario's wordt de quantumzwaartekracht relevant op afstanden van 10^{-33} cm of kleiner, de Planck-schaal. Om zulke afstanden te verkennen met versnellers zou je deeltjes met een energie van 10^{19} GeV moeten kunnen maken. Tussen de zwakke wisselwerkingen in het Standaardmodel, die spelen op een schaal van 10^{-15} cm, en de Planck-schaal ligt echter een groot gebied dat nog niet in kaart gebracht is.

Neutrino's

De meest begaanbare weg naar dit onbekende gebied zou wel eens kunnen lopen via de allerlichtste deeltjes uit de fermionfamilies van het Standaardmodel: de neutrino's. Neutrino's zijn in het Standaardmodel in verscheidene opzichten een speciaal geval. Ze zijn minstens

een miljoen keer lichter dan elektronen, en dragen geen elektrische lading of kleurlading. Dientengevolge zijn hun interacties met de rest van de materie zo gering dat ze door vrijwel niets tegen te houden zijn, en ons zelfs vanuit het midden van de zon met de snelheid van het licht bereiken.

Net als andere fermionen in het Standaardmodel komen neutrino's voor in drie soorten, die door de zwakke wisselwerkingen elk met een van de drie geladen leptonen verbonden zijn: ν_e , ν_μ en ν_τ . Het is zeker dat neutrino's een massa bezitten, want verscheidene experimenten hebben neutrino-oscillaties waargenomen: processen waarbij neutrino's van de ene soort spontaan in een andere soort overgaan. Dat is mogelijk omdat de massieve neutrino's een tijdsafhankelijke quantummechanische superpositie van de drie wisselwerkingstypen zijn. Zo'n tijdsafhankelijkheid ontstaat alleen als de massa's verschillend zijn. Uit de waarnemingen volgt een menging en een massaspectrum als in fig. 2. Omdat ze zo extreem licht zijn is de absolute waarde van de neutrinomassa's echter onbekend; er is alleen een bovenlimiet van ongeveer $1 \text{ eV}/c^2$. Die limiet doet vermoeden dat neutrinomassa's misschien een andere oorsprong hebben dan de Yukawa-koppeling aan het BEH-veld.

Dat vermoeden wordt gevoed door een kwestie aangaande de aard van neutrino's. Als elektrisch en kleurneutrale deeltjes zouden neutrino's namelijk wel eens hun eigen antideeltjes kunnen zijn: Majorana-fermionen. Dit in tegenstelling tot de andere fermionen in het standaardmodel, die in paren van tegengesteld geladen deeltjes en antideeltjes voorkomen: Dirac-fermionen.

Leptongetal

Een belangrijke regel in de quantumelectrodynamica, een onderdeel van het standaardmodel, is dat uit fotonen alleen paren van een negatief geladen lepton en een positief geladen antilepton kunnen ontstaan. Ook kunnen geladen leptonen alleen paarsgewijs annihileren tot fotonen. Het netto aantal geladen leptonen (aantal deeltjes minus aantal antideeltjes) is dan voor en na de reactie hetzelfde. De zwakke wisselwerkingen kunnen roet in het eten gooien, omdat een W^- -deeltje uiteen kan vallen in een antineutrino en een geladen lepton, en een W^+ -deeltje in een neutrino en een geladen antilepton. Als neutrino's en antineutrino's verschillend zijn, dan is nog steeds het aantal geladen leptonen en neutrino's minus het aantal geladen antileptonen en antineutrino's behouden. Dit staat bekend als het behoud van leptongetal, waarbij (anti)neutrino's als ongeladen (anti)leptonen tellen. Als er echter geen onderscheid is tussen neutrino's en antineutrino's, dan gaat de berekening niet meer op en wordt het behoud van leptongetal geschonden in zwakke wisselwerkingen.

Neutrinomassa's

Een probleem met Majorana-neutrino's is, dat hun massa niet door Yukawa-koppeling aan het BEH-veld kan worden veroorzaakt; een Yukawa-koppeling aan het BEH-veld is alleen mogelijk voor Dirac-fermionen. Toch moet ook de massa van Majorana-neutrino's een dynamische oorsprong hebben: het is een fundamentele eigenschap van deeltjes met zwakke wisselwerkingen dat ze intrinsiek massaloos zijn. Dat is te begrijpen aan de hand van β -verval. De standaardvorm van β -verval is de overgang van een neutron in een proton via emissie van een virtueel W^- -deeltje; dit produceert dan een elektron en een anti-neutrino. Ook kan een proton soms overgaan in een neutron via emissie van een virtueel W^+ -deeltje, dat in een positron en een neutrino uiteenvalt. Het bijzondere van de zwakke interactie via W -deeltjes is, dat elektronen of neutrino's er altijd met een linkshandige polarisatie uitkomen, terwijl positronen of antineutrino's een rechtshandige polarisatie meekrijgen. Dit betekent dat W -deeltjes uiteenvallen in deeltjes met spin antiparallel aan de bewegingsrichting en antideeltjes met spin parallel aan de bewegingsrichting.

Nu ligt de gepolariseerde produktie van massieve deeltjes in β -verval niet voor de hand, omdat de polarisatierichting geen fundamentele eigenschap is. Immers, voor een waarnemer die met het deeltje meebeweegt staat het deeltje stil, en is het concept van een spinrichting parallel of antiparallel aan de bewegingsrichting zinloos; en ten opzichte van een waarnemer die sneller is dan het deeltje keert de bewegingsrichting van het deeltje om, terwijl de spin niet omklapt. Massaloze deeltjes vormen echter een uitzondering: die bewegen altijd met de lichtsnelheid en het is niet mogelijk ze in te halen of met ze mee te bewegen; voor zulke deeltjes is de polarisatie *wel* een fundamentele eigenschap. In het Standaardmodel zijn zowel de W - en Z -deeltjes als de fermionen die daar zwakke interacties mee hebben daarom van zichzelf massaloos. Hun massa ontstaat als een dynamisch effect. Voor Dirac-deeltjes is dit de koppeling aan het BEH-veld.

Als neutrino's ook Dirac-deeltjes zijn, en hun massa afkomstig is van de Yukawa-koppeling aan het BEH-veld, dan moet die Yukawa-koppeling uiterst klein zijn. We kunnen dit met een paar getallen illustreren. Voor de grootste neutrinomassa nemen we een representatieve waarde van $0.15 \text{ eV}/c^2$. In verhouding tot de massa van het elektron: $m_e = 0.5 \text{ MeV}/c^2$, is dit neutrino nog tien keer lichter dan het elektron in vergelijking met het t -quark ($m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$):

$$\frac{m_\nu}{m_e} = \frac{m_e}{10m_t} \simeq 3 \times 10^{-7}. \quad (1)$$

Dit zou impliceren dat de Yukawa-koppeling van neutrino's meer dan zes ordes van grootte kleiner is dan die van het elektron, en dertien ordes van grootte kleiner dan die van het t -quark. Zo'n kleine Yukawa-koppeling van neutrino's betekent ook dat het verval van een Higgs-deeltje in een $\nu\bar{\nu}$ -paar, hoewel theoretisch mogelijk, praktisch nooit voorkomt.

Neutrino's kunnen alleen Dirac-deeltjes zijn als er ook rechtshandige neutrino's en linkshandige antineutrino's bestaan. Dat moeten ware spookdeeltjes zijn zonder zwakke wisselwerkingen. Ze kunnen niet worden gemaakt in β -verval. Hun enige mogelijkheid tot interactie is de uiterst zwakke Yukawa-koppeling aan het BEH-veld, waaruit de massa voortkomt.

Majorana-neutrino's

Als een neutrino echter een Majorana-deeltje is kan dit heel anders liggen. Een scenario voor Majorana-neutrino's werd ruim 30 jaar geleden voorgesteld door Peter Minkowski [3] in Zwitserland en door Murray Gell-Mann, Pierre Ramond en Richard Slansky [4] in de VS. Ook in hun voorstel zijn er rechtshandige spookneutrino's die geen zwakke wisselwerkingen met W - en Z -deeltjes hebben, maar wel een Yukawa-koppeling aan het BEH-veld. De vorming van Dirac-neutrino's wordt in dit scenario echter voorkomen door nog onbekende dynamica bij zeer kleine afstanden waardoor de rechtshandige neutrino's een grote massa krijgen die hen tot zware Majorana-deeltjes maakt. De wisselwerking met de linkshandige standaardneutrino's via het BEH-veld zorgt dan voor een menging tussen de gewone en de zware neutrino's, wat uiteindelijk een stel lichte en een stel zware Majorana-neutrino's oplevert. De zware mengneutrino's houden daarbij hun grote massa M , maar de lichte mengneutrino's krijgen een massa m_ν die onder de massa m_D ligt die ze als Dirac-deeltjes via de Yukawa-koppeling zouden krijgen:

$$\frac{m_\nu}{m_D} = \frac{m_D}{M}. \quad (2)$$

Hoe groter de massa M uit de nieuwe wisselwerkingen bij de onbekende afstandschaal, hoe kleiner de massa m_ν van de waargenomen neutrino's. Daarom heet dit het *see-saw* (wip-wap) mechanisme. Door de uitdrukkingen (1) en (2) te vergelijken zien we dat er realistische neutrinomassa's uitkomen als m_D ongeveer gelijk aan de elektronmassa is en M het tienvoudige van de top-massa. Maar als de massa M bij voorbeeld tienmiljoen keer zo groot is: $M = 10^8 m_t$, dan is m_D vergelijkbaar met de massa van de b -quarks. Omdat de massa m_D aangeeft hoe sterk de neutrino's aan het BEH-veld en aan het Higgs-deeltje koppelen, zou dit betekenen dat het Higgs-deeltje net zo vaak in neutrino's als in b -quarks zou moeten vervallen.

Kunnen we Majorana-neutrino's detecteren?

De conclusie uit dit scenario is, dat de vervalkans van een Higgs-deeltje in neutrino's niet samenhangt met de fysische massa-schaal m_ν , maar met de bijdrage van de Dirac-massa m_D daaraan. Een bepaling van m_D levert ons dan bij bekende m_ν direct de massa M van de zware neutrino's, en daarmee de schaal waarbij de nieuwe wisselwerkingen optreden. Het is daarvoor niet nodig energieën van de orde Mc^2 met een versneller te bereiken. Wel is het nodig te kunnen meten hoe vaak het Higgs-deeltje in neutrino's vervalst. Het meest ideale experiment zou zijn elektron-positron botsingen bij de energie van de Higgs-massa (126 GeV) te bestuderen, waarbij Higgs-deeltjes in rust gemaakt worden en hun verval in allerlei kanalen relatief makkelijk te meten is. Maar het is ook niet uitgesloten dat de experimenten met de LHC informatie kunnen opleveren waaruit we iets over de Yukawa-koppelingen van neutrino's aan het BEH-veld kunnen leren. Als die koppelingen meetbaar zijn, is het Majorana-karakter van de lichte neutrino's onontkoombaar en zou er voor het eerst een venster op onbekende fysica ver voorbij het Standaardmodel geopend worden.

Literatuur

- [1] The ATLAS collaboration, *Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ_* \rightarrow 4l$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data*; Phys. Rev. D90 052004 (2014)
- [2] R. de Adelhart Toorop. *A flavour of family symmetries in a family of flavour models* Proefschrift, Univ. Leiden (2012)
- [3] P. Minkowski, *$\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 10^9 muon decays?* Phys. Lett. B67 (1977), 421
- [4] M. Gell-Mann, P. Ramond en R. Slansky, *Complex spinors and unified theories* in: *Supergravity*, eds. P. van Nieuwenhuizen en D.Z. Freedman (North-Holland, 1979), 315

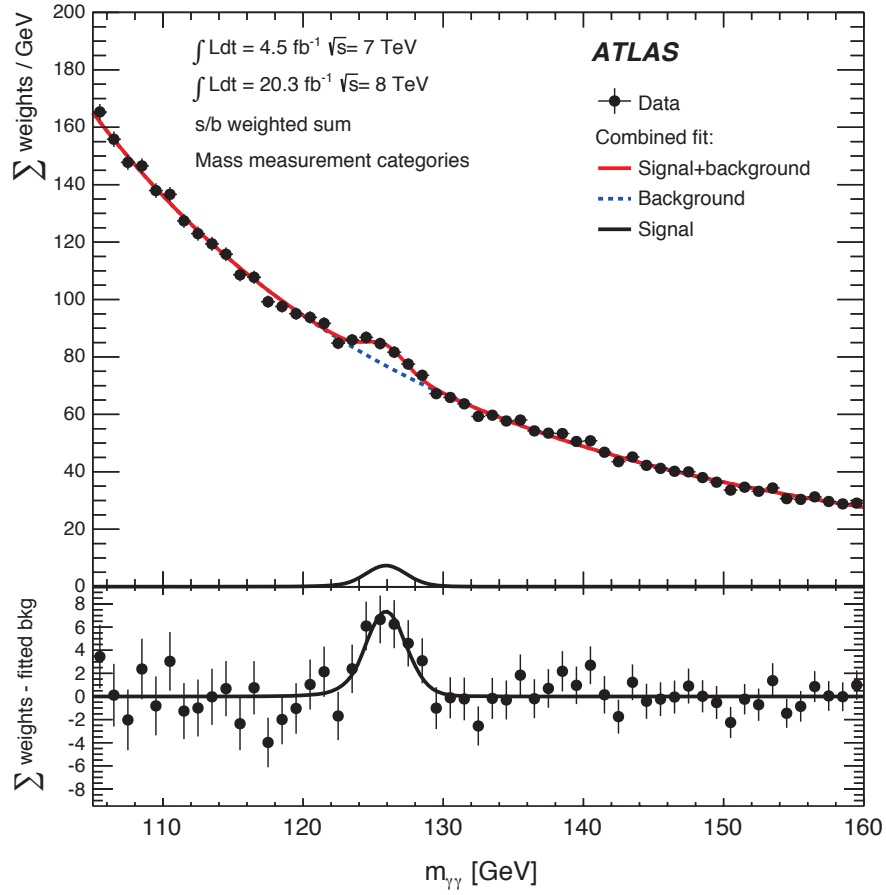


Fig. 1: Productie van 2 hoog-energetische fotonen in proton botsingen gemeten door het ATLAS experiment [1]; de piek bij 126 GeV is de bijdrage van het verval van Higgs-deeltjes.

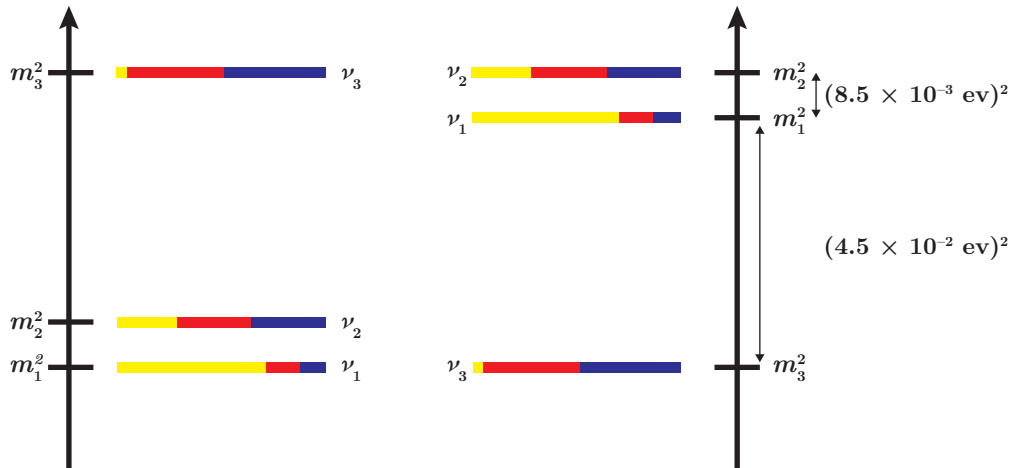


Fig. 2: Massa spectrum van neutrino's; de massaverschillen zijn gemeten, de absolute waarde is onbekend. Er zijn twee mogelijkheden aangegeven om de massa's te ordenen. De kleuren representeren het aandeel van de verschillende interactietypen (ν_e, ν_μ, ν_τ) aan de neutrino's met massa (m_1, m_2, m_3). Voor een overzicht, zie b.v. ref. [2].